



TITLE:

UPdInの強磁場磁化過程(修士論文 (1989年度))

AUTHOR(S):

杉浦, 恵美子

CITATION:

杉浦, 恵美子. UPdInの強磁場磁化過程(修士論文(1989年度)). 物性研究
1990, 54(2): 121-136

ISSUE DATE:

1990-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/94085>

RIGHT:

修士論文

(1989年度)

UPdIn の強磁場磁化過程

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 杉浦 恵美子

概 要

UPdIn の単結晶の試料を用いて、パルス強磁場下における磁化過程の測定を行った。その結果、 $H//a$ 軸，すなわち外部磁場 H が c 面内にあると磁場に比例して直線的に比較的小さな磁化が現われ、35T でも $0.6\mu_B/U$ atom であったが、 $H//c$ 軸では $0.3\mu_B$ の自発磁化を示した後、2 段のとびを経て $1.5\mu_B$ の飽和磁化を示す。その転移磁場は $H_{c1} = 27\text{kOe}$, $H_{c2} = 163\text{kOe}$ であり共にヒステリシスを持ち、特に H_{c1} のものは広い磁場範囲にわたっている。またその磁気モーメントの大きさは、飽和磁化の $1/5 \rightarrow 1/3 \rightarrow 1$ と変化した。この磁化過程は不整合分子場モデルを用いてよく説明され、 H_{c1} の大きなヒステリシスもスピンの再配列による転移磁場の遅れと説明される。 $T_c = 8.5\text{K}$, $T_N = 20.8\text{K}$ 付近での幾点かの温度における磁化測定では T_c を境に自発磁化の消えることが確かめられた。ただし H_{c1} , H_{c2} におけるヒステリシスは残っている。 T_N 真上の 24K では 2 段目のとびの名残が見られ、これは、short range 相互作用によるものと思われる。30K 以上では通常の常磁性磁化過程が得られた。

目 次

概要

1. 序論

2. 試料及び実験

i) 試料

ii) 実験

3. 結果

i) 軸変化

ii) 温度変化

4. 議論

i) 不整合分子場モデル

ii) 磁化過程

5. まとめ及び問題点

謝辞

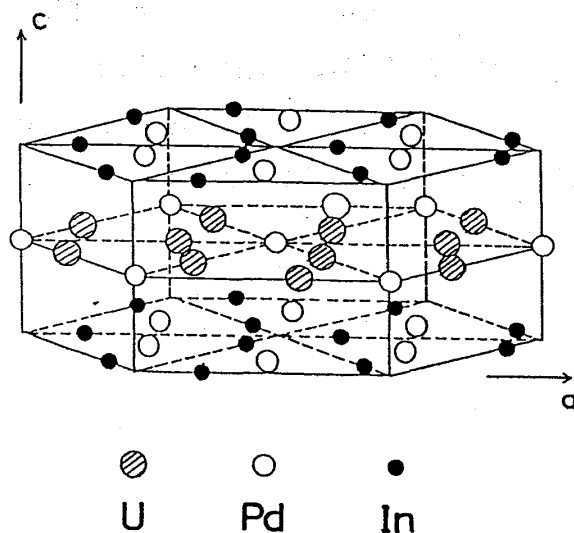
参考文献

1. 序 論

UTX 化合物 (T=遷移金属, X=半金属) は, U の 5f 電子と伝導電子の混成によりヘビー・フェルミオン, 近藤効果等の興味ある物性を示し, 近年多くの人々により総合的な研究がなされている¹⁾⁻⁵⁾ 物質群である。

その中で, UPdIn は Fig. 1 に示す Fe_2P 型 (hexagonal) 結晶構造をとり, その格子定数はそれぞれ $a = 7.422 \text{ \AA}$, $c = 4.099 \text{ \AA}$, $d_{\text{U-U}} = 3.87 \text{ \AA}$ である。この結晶構造は U が c 面に並んで層状構造をなすことが特徴であり, UTX の中でも最も種類が多くスピンは c 軸についてイジング的である事が知られている⁶⁾。物性は, 藤井⁶⁾⁻⁷⁾, Brück⁸⁾ らにより詳しく調べられており以下その特性を簡単に記す。

単結晶における帯磁率の測定では, a 軸, c 軸方向共に 100K 以上の高温側でキュリーワイス則に従った温度依存性を示している。逆帯磁率の直線より求められた各軸方向の有効磁気モーメントはそれぞれ $\mu_{\text{eff}}^a = 2.79 \mu_B$, $\mu_{\text{eff}}^c = 2.86 \mu_B$, また, 常磁性キュリー温度



子比熱係数 γ は 280 mJ/mol K^2 と評価され、ヘビーフェルミオン状態であり、これまでのヘビーフェルミオン物質が全て反強磁性的であるのに対し、新しい強磁性状態のもとでのヘビーフェルミオン物質として興味もたれる。電気抵抗は温度の減少と共に金属的減少を示すが 50 K 付近より近藤効果的增加を示し、 20 K 付近で極大となった後再び減少し、 4.2 K においては $280 \mu\Omega \text{ cm}$ となっている。中性子回折からは磁気構造が知られ、低温ではモーメントは全て c 軸方向を向き、 c 面内では強磁性配列をとり、 c 軸方向にのみ modulation を持つことがわかっている。 $T < 8.5 \text{ K}$ では c 軸方向に $q = 2/5 c^*$ の square-up 構造を取り、 $8.5 \text{ K} < T < 20.8 \text{ K}$ では同じ波数の sinusoidal 構造をとっている。これらの構造は c 軸方向の縦波であるが、見やすさのために横波として描き出した図が Fig. 2 である。以後、スピン配列を考えると、この横波で図示することとする。我々が先に測定した粉末試料の 4.2 K におけるパルス強磁場下の磁化過程は既に報告されており⁷⁾、Fig. 3 に示す。ここで free とは eddy current を防ぐため粉末試料をアルミナ粉と混ぜて測定したもので、磁場の印加に伴い試料が $H // \text{easy-axis}$ となるよう動くことができる。一方 fix は、粉末試料にアルコールを含ませて凍らせたもので、試料は固定されている。free は $M // c$ 軸に近い磁化を示すと考えられ、fix は $1/3 M // c$ 軸 $+ 2/3 M \perp c$ 軸となるはずである。結

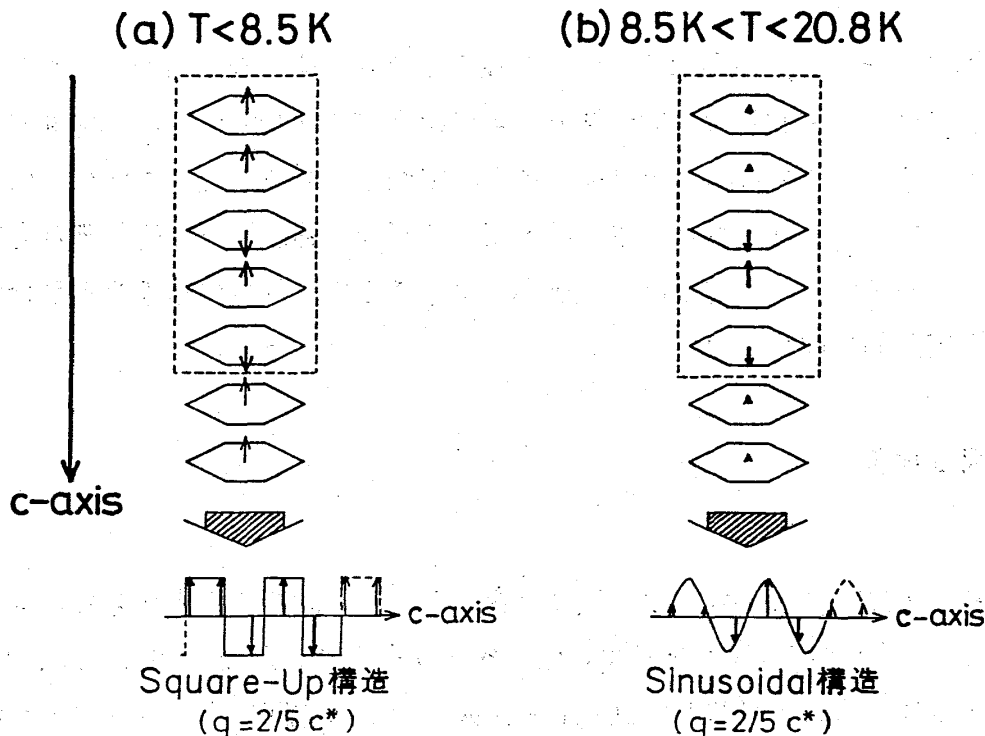


Fig. 2. UPdIn の磁気構造とその表現方法

(a)は Square-Up 構造 (b)は Sinusoidal 構造

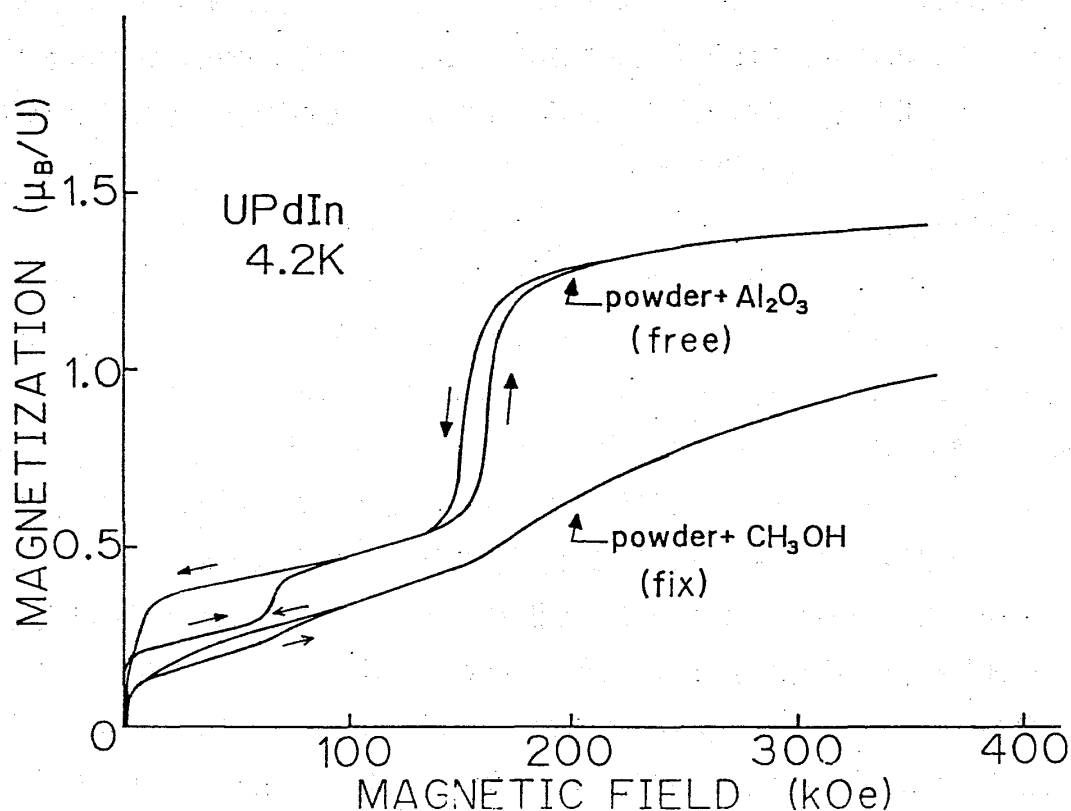


Fig. 3. UPdIn の粉末試料における強磁場磁化過程

果は大きな異方性を示し、自発磁化の他、2段のステップ磁化を示した。しかし、freeでは磁場の印加に伴い粉末試料の配向が進み、自発磁化が増加していった。各軸方向の磁化過程を得て解析を行うためには、単結晶による測定が必要であった。本研究では、広島大学の藤井グループにより作成された単結晶を用いてパルス強磁場下で磁化測定を行い、磁化の異方性と2段ステップの定量測定に成功した。さらにこれらの結果を不整合分子場モデルを用いて定量的に解析した。

2. 試料及び実験

i) 試料

単結晶試料は広島大学の藤井、川中氏より提供された。試料の作成法を次に示す。

母材料のU金属（純度3N）を表面処理し酸化物を除去した後、Pd（3N）、In（5N）と共に化学当量比に従って秤量し、純化したアルゴンガス雰囲気中、トリアーク炉を用いたチョコラルスキー法により単結晶を作成した。チョコラルスキー法は、小さい種子単結晶の先端を融点よりわずかに高温の溶融状態の母体試料に浸し、種子結晶を回転させながら引き上げて単結晶を成長させる方法である。得られた単結晶をX線ラウエ法で方位決

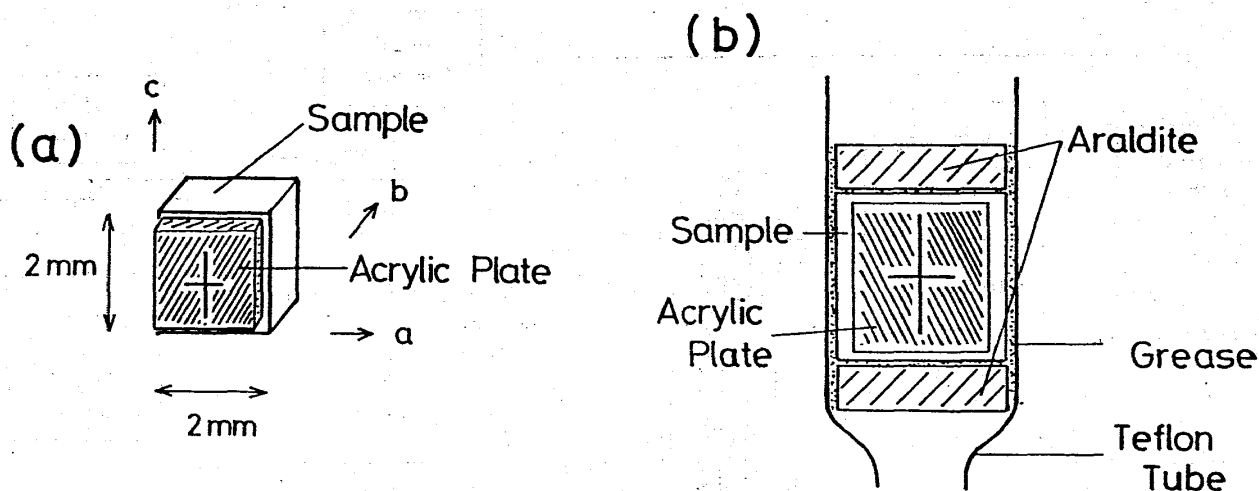


Fig. 4. 単結晶試料の (a)形状 (b)固定法

定した後、結晶表面が c 面と a 面になるよう約 2 mm 角の立方体に切り出し軸方向がわかるよう + 印をいれたアクリル板に接着剤で固定した (Fig. 4(a))。4.2K でのサンプルの抵抗率は $280\mu\Omega\text{cm}$ と大きくパルス磁場による渦電流の効果は無視できる。ホルダーには内径 2.4mm ϕ のテフロンチューブを用いた。このホルダーは先端の内径が細くなっており、これに外径 2.4mm ϕ 、厚さ約 2 mm のアラルダイトの栓をし先程の試料を入れ、低温でのサンプル固定用にアピエゾングリースで隙間を埋めてから、同じくアラルダイトでふたをした (Fig. 4(b))。

ii) 実験

磁化測定は、大阪大学極限物質研究センター超強磁場部門の 1 層ショートパルスマグネット (パルス巾: $400\mu\text{sec}$) を使用し、最高 35T の磁場を加えて行った。そのブロック図を Fig. 5 に示す。4 重構造のデュワー (真空層: liq. N_2 層: 真空層: liq. He 層) にクライオスタットを取りつけ、サンプルをその中央に吊るされたコルツ棒の先端に固定し、モーターにより上下動する。クライオスタットの先端には pick up coil を取り付けられている。これは、磁化をひろう A・B coil とその補正用の C coil、及び磁場測定用の field pick up coil から成り、すべて同軸に作ってある。A・B coil はひろい込む磁場が互いに cancel する様、巻数と断面積が調整されたもので、逆位相に直列につながっている。A・B coil で cancel しきれなかった信号は、1 turn の C coil からの信号と bridge balance 回路を通して補正する。ここにサンプルを出し入れすることにより A・B coil の巻数の差に比例した磁化の信号及び back ground の信号を磁化の時間微分 dM/dt の形でひろい、デジタルメモリー内に記憶する。このデータをマイクロコンピュータで積分し、磁化 M を得る。同時に測定した磁場 H とともに X-Y recorder に描き出して磁化曲線を得た。

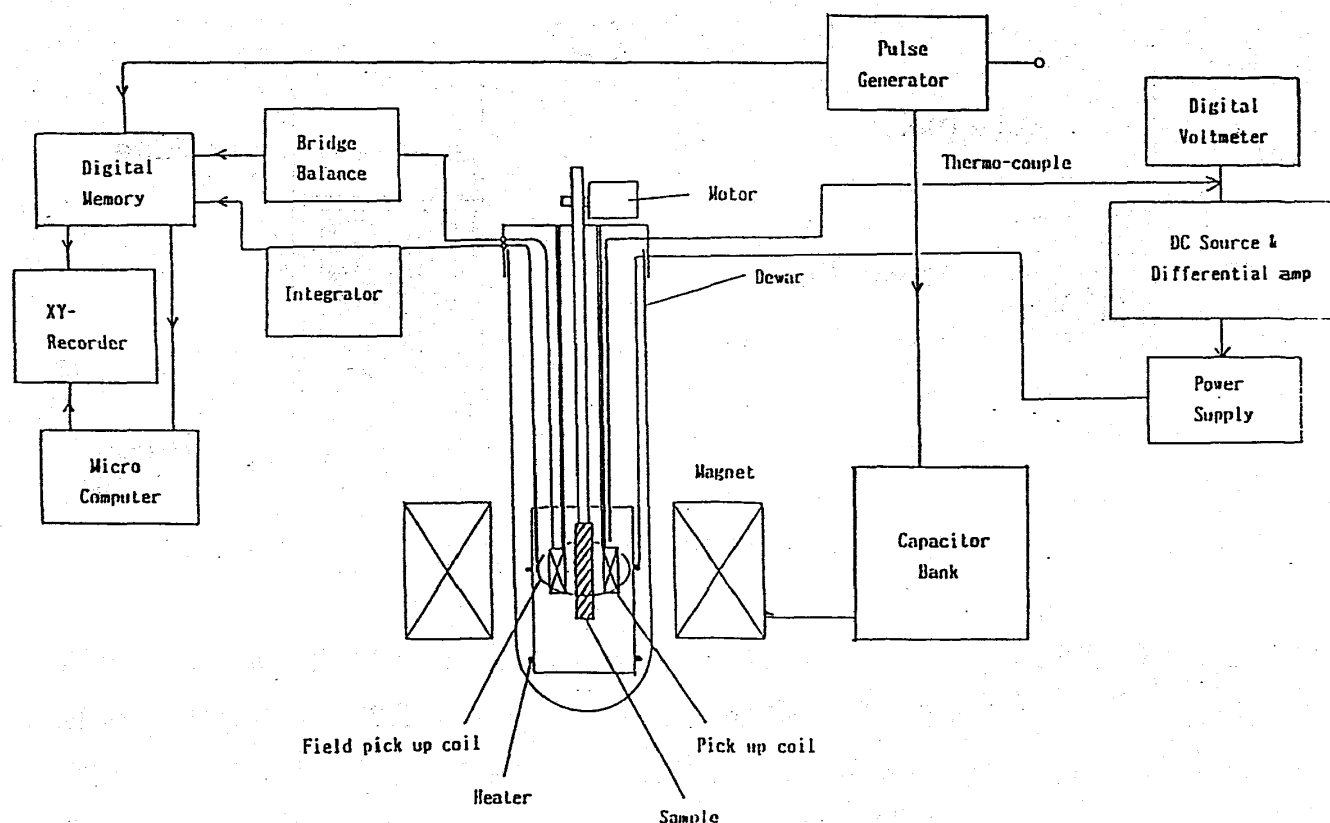


Fig. 5. 磁化測定のプロック図

3. 結果

i) 軸変化 ($H//a$ 軸, $H//c$ 軸)

4.2K における $H//a$ 軸と $H//c$ 軸の 35T までの磁化曲線を Fig. 6 に示す。

a 軸に磁場をかけた場合は、磁化は磁場に対し直線的に増加し、35T での値は $0.6\mu_B$ であった。一方 c 軸に磁場を加えると、まず $0.3\mu_B$ の自発磁化を示した後、2 段の、ヒステリシスを伴うとびを経て $1.5\mu_B$ で飽和した。また、6 T までの静磁場での磁化過程を Fig. 6 の点線で示した。パルス磁場によるデータと比べ、1 段目のヒステリシスの巾が狭いのが分かる。パルス磁場による測定でも、磁場の掃引速度を遅くすると、静磁場の場合と同じ磁化過程を示した。パルス磁場下では転移磁場に遅れを生じたと考えられ、これらを含めて 1 段目の転移磁場は 27kOe と見積もった。2 段目の転移磁場は、ヒステリシスの中央をとって 163kOe が得られた。各モーメントの大きさは、磁場を加えるに従い飽和磁化の $1/5 \rightarrow 1/3 \rightarrow 1$ と変化した。序論で述べた様に、4.2K では c 軸方向に $q = 2/5c^*$ の square-up 構造をとっている。これを描き下すと 1 周期 5 つのスピンの内 4 つが互いに cancel し、飽和磁化の $1/5$ の自発磁化を持つという我々の結果とし一致する。

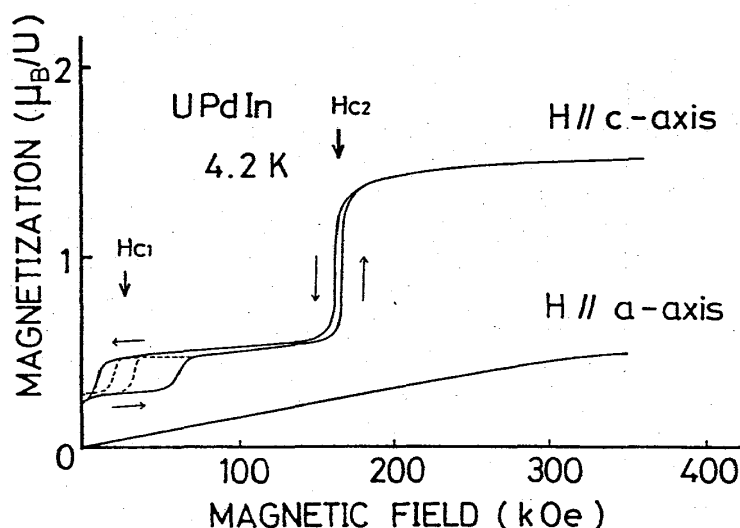


Fig. 6. UPdIn の単結晶強磁場磁化過程と転移磁場 ($H//c$ 軸, $H//a$ 軸)
 H_{c1} , H_{c2} は、それぞれ磁気相転移の転移磁場
 $H//c$ 軸における点線の磁化曲線は、静磁場での磁化曲線である

ii) 温度変化

2つの磁気転移点 ($T_N = 20.8\text{K}$, $T_c = 8.5\text{K}$) 近傍での磁化の変化を見る為、 $T = 7, 12, 17, 24, 30\text{K}$ における c 軸方向の磁化を測定した (Fig. 7)。 T_c を境に自発磁化が消え、反強磁性相 (正確には $q = 2/5c^*$ の sinusoidal 構造) へ移っているのが分かる。一方、1段目と2段目のとびのヒステリシスは温度の上昇に伴い狭くなり、 T_N を境に消えている。ただし、 T_N よりわずかに上の 24K では完全な常磁性状態ではなく2段目のとびの名残が見られる。 30K では通常の常磁性相の磁化曲線が得られた。1段目・2段目のとびの磁場をヒステリシスの中央をとってそれぞれ H_{c1} , H_{c2} とし (Fig. 6), 各温度での H_{c1} , H_{c2} を Table 1 にまとめた。 H_{c1} は温度と共に僅かながら減少する傾向にあるが H_{c2} は殆ど変化なく誤差の範囲内で一定である。比熱のピークの温度変化が報告されており⁸⁾, これと我々の H_{c1} , H_{c2} の変化をもとに作成した相図を Fig. 8 に示す。便宜上, 4.2K において磁場を加えることにより現われてくる相を順に I, II, III 相, T_c と T_N の間の相を IV 相, 高温相を V 相と呼ぶ。 V 相は常磁性相であり, III 相は V 相と同一相で磁場により強磁性的に配向している状態にある。 IV 相は先に述べた通り, 不整合波数の反強磁性相である。 II 相は飽和磁化の $1/3$ のステップ磁化を持つ相で, V 相の常磁性相との間には境界が存在するはずであるが, short range order などにより境界がぼやけていると考えられる。

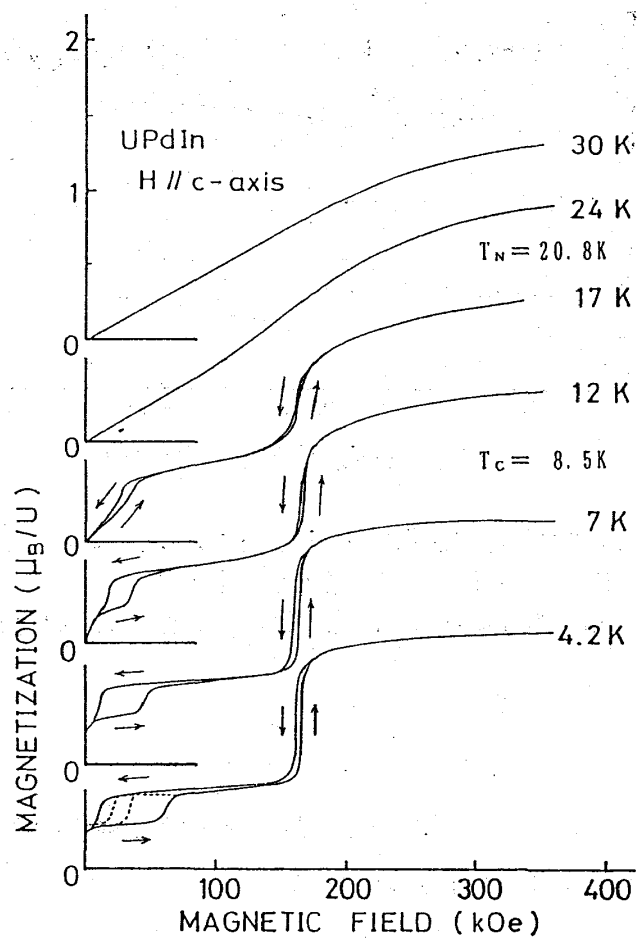


Fig. 7. UPdIn 単結晶の H//c 軸の強磁場磁化過程 (温度変化)

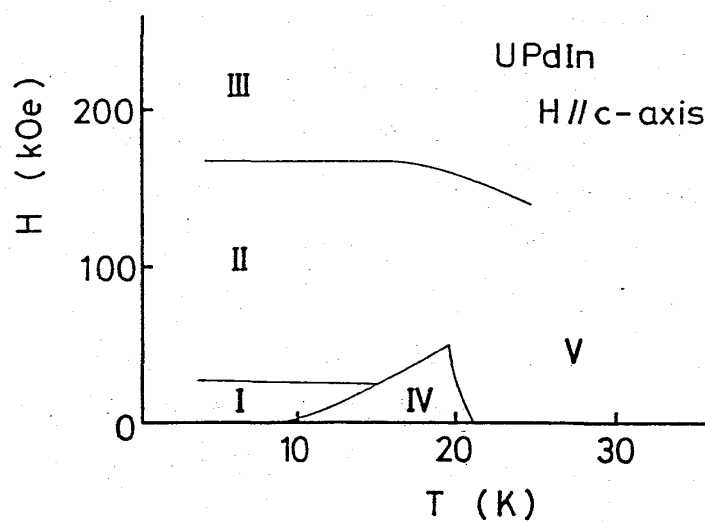


Fig. 8. UPdIn の磁気相図

T (K)	4.2	7	12	17	24	30
H _{c1} (kOe)	35 (27)	29	27	24	—	—
H _{c2} (kOe)	163	164	167	162	150	—

Table 1. 各測定温度における転移磁場 (H_{c1}, H_{c2})
4.2K における H_{c1} の () 中の数値は、解析に用いた数値

4. 議 論

この UPdIn は帯磁率測定や中性子回折の結果からモーメントが c 軸を向いており、4.2K では square-up 構造をとることからイジングスピン系であると考えられる。また、スピン配列が c 面内では強磁性的であり c 軸方向にのみ波数をもつことから c 軸方向の相互作用のみを考えればよく、1次元スピン系であると見なして良い。さらに、長周期構造をとることから、long range の相互作用を受けていると考えられる。そこで UPdIn の磁化過程を説明する為、1次元イジング系で交換相互作用を第3近接まで考慮に入れて分子場近似モデルで計算したところ、基底状態には反強磁性相あるいは飽和磁化の1/3の磁化を持つ相しか現れず、飽和磁化の1/5の磁化をもつ場合は説明できなかった。もっと long range の 5 f 電子と伝導電子の相互作用による RKKY 相互作用が働いていると考えられ、磁化過程の説明にはその導入が必要である。ところで、この物質と同様なスピン系を持つ CeSb など複雑な相転移現象を説明した、伊達による不整合分子場モデル⁹⁾がある。こ

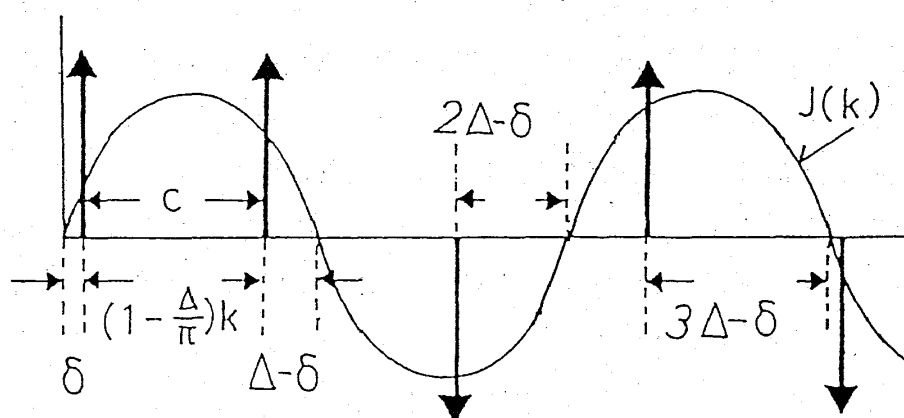


Fig. 9. 不整合分子場に浸された1次元イジングスピンモデル

れは、1次元イジング系で配列するスピンの作る RKKY 相互作用による長周期の変調磁場とスピン系の自己共役な関係を不整合分子場の中に組み入れたモデルであり、CeSb のような複雑なスピン構造を非常に良く説明する。そこで、UPdIn についてもこのモデルを用いて解析を試みた。

i) 不整合分子場モデル

不整合分子場モデルについて簡単に説明する。このモデルは、スピンが格子の周期と一致しない不整合分子場 $J(r) = J \sin(kr + \delta)$ に浸っていると考える。ここで J は分子場の大きさ (よって J は正)、 k は波数ベクトル、 δ は初期位相である。各スピンは、局所場の方向を向く。スピンの周期と分子場の周期のずれを Δ とおくと、分子場とスピンの位置関係は Fig. 9 のようになり、絶対零度、零磁場における1スピン当たりの平均の自由エネルギー U_s は次の様に表される。

$$U_s = - (J/N) \sum_{j=0}^{N-1} | \sin(j\Delta - \delta) | \quad (1)$$

ここで N は、全スピン数である。 Δ/π が無理数のとき N は無限大となり、(1)の和は積分に置き換えられ U_s は次の様になる。

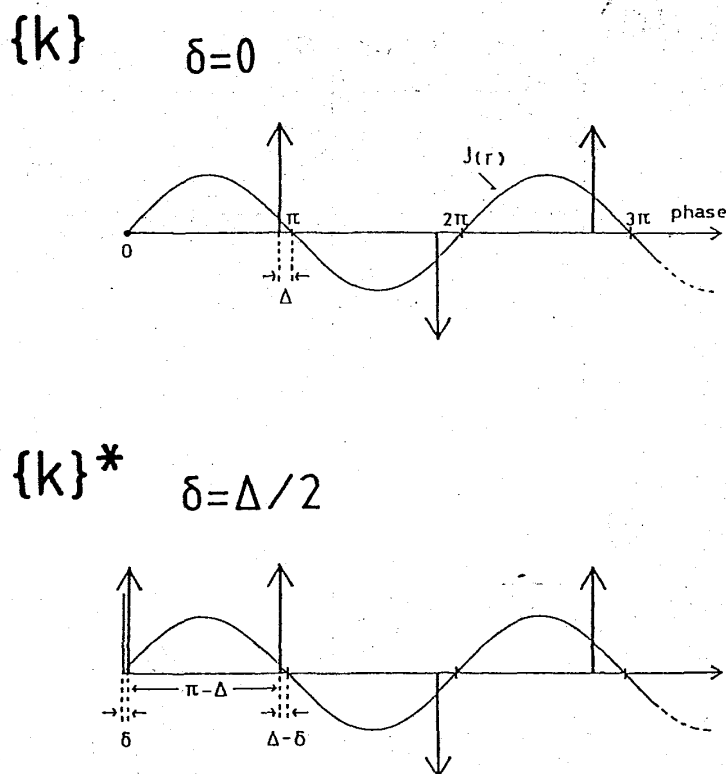
$$U_s = -2J/\pi \quad (2)$$

Δ/π が有理数の場合、 $0 \leq \Delta \leq \pi/2$ において(1)式は次の様に変形できる。

$$U_s = -2J(\Delta/\pi) \frac{\sin(\Delta/2)\cos(\Delta/2 - \delta)}{1 - \cos\Delta} \quad (3)$$

Δ/π は $1/n$ (n は正の整数) で与えられる。 δ は $0 \leq \delta \leq \pi/2n$ の範囲において、すべての場合を記述できる。かつ、 δ は $\partial U_s = 0$ の安定条件を解くことにより2つの状態、すなわち $\delta = 0$ と $\delta = \pi/2n$ 以外は、取ることができない。よって、各々の状態を $k = 1 - 1/n$ を用い、 $\delta = 0$ のときを $|k|$ 、 $\delta = \pi/2n$ のときを $|k|^*$ と表現する。このときのスピン配列を Fig.10 に示す。様々な k について U_s を計算した結果、 k と U_s の分散関係は Fig.11(a) (エネルギー軸は J で規格化してある) の通りになり、 $|k|$ より $|k|^*$ の方がエネルギーが低い。 $|k|^*$ の場合のみについてエネルギースケールを拡大した図が、Fig.11(b)である。不整合分子場においては、強磁性相 ($|0|^*$) と反強磁性相 ($|1|^*$) が最もエネルギーが低く、 n が大きくなるに従いエネルギーも高くなっている。

以上、不整合分子場におけるスピンの受ける自由エネルギーについて述べた。ここで、不整合分子場を作り出した伝導電子系のエネルギーを考える。伝導電子は伝導電子系のみを安定にするある波数 k_0 を持っている。今、基底状態の不整合分子場の波数 k は伝導電

Fig.10. $\{k\}$ 及び $\{k\}^*$ におけるスピン配列

子系の波数と一致していると考え。そのためスピン系のエネルギーを下げるために k_e と不整合分子場の波数 k がずれると、伝導電子系のエネルギーを損をすると考えられる。そこで、伝導電子のエネルギーを単純な形のポテンシャルを導入し、次式で表わされると仮定する。

$$U_e = V(k - k_e)^2 \quad (4)$$

ここで、 V は伝導電子とスピン系との相互作用の大きさを表わすようなパラメーターで、正である。

この系に外部磁場が加わると、系が磁気モーメントをもつならば全体のエネルギーには当然ゼーマン項が現われる。系が磁気モーメントを持つのは n が奇数のときのみであり、その大きさは次の通りである。

$$U_z = -(1/n) g\mu_B HS \quad (5)$$

以上の3つのエネルギーの和により絶対零度における全エネルギーが表わされるものとする。

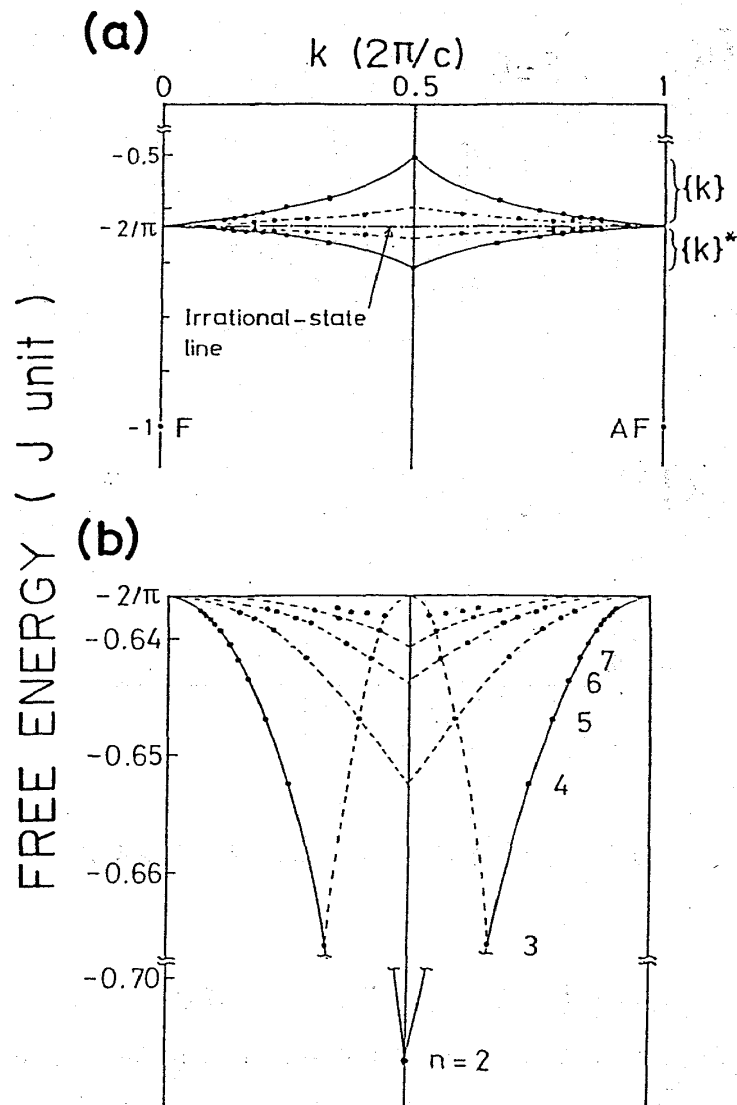


Fig.11. (a) 不整合分子場モデルにおける U_s と k の分散関係
ただし、 $k = 1 - 1/n$ である。

(b) (a) の $\{k\}^*$ のみについてエネルギースケールを拡大した図

$$U = U_s + U_e + U_z$$

(6)

ii) 磁化過程

結果で述べた様に、 $H//c$ 軸のとき 4.2K において低磁場側から順に I, II, III 相へ相転移した。I 相は $q = 2/5c^*$ の square-up 構造で飽和磁化の $1/5$ の磁化を持つ。II 相は飽和磁化の $1/3$ の磁化を持ち、単純に考えると 2 つの up スピンと 1 つの down スピンで構成され则认为られる (Fig.12)。III 相は強磁性的に配向している。上述の不整合分子場モデルで各々を記述する状態は、 $\{4/5\}^*$, $\{2/3\}^*$, $\{0\}^*$ である (Fig.13)。

不整合分子場モデルでは、全エネルギーは U_s , U_e , U_z の和として与えられた。 U_s でエネルギー的に最も得をするのは強磁性相 ($\{0\}^*$) と反強磁性相 ($\{1\}^*$) であり n が小さ

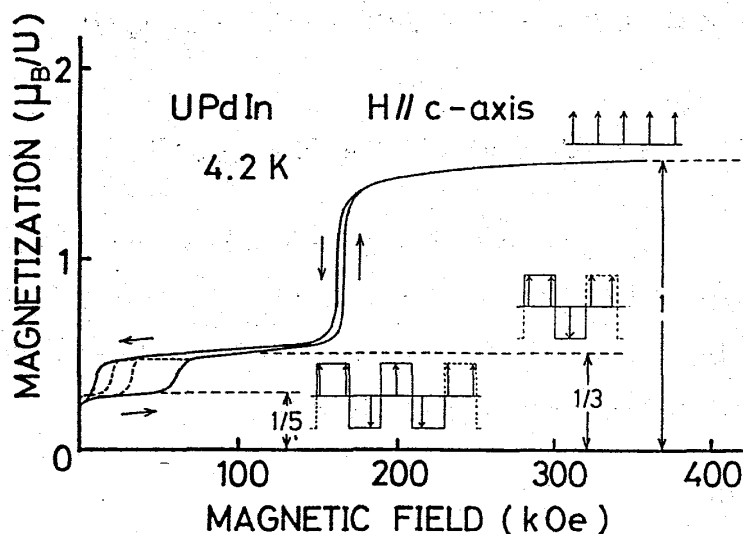


Fig.12. UPdIn の4.2K における H//c 軸のメタ磁性転移における各相のモーメントの大きさとスピン配列

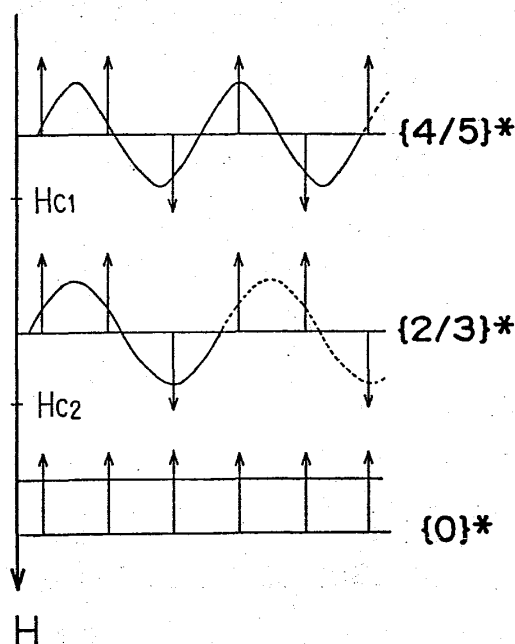


Fig.13. 磁場の变化による各状態のスピン配列

い順に得が大きい。 U_e では k が k_e に近いほうが損が小さい。そこで、 $|4/5|^*$ が安定となるように $k_e = 4/5$ と考える。つまり、 $|4/5|^*$ が最もエネルギーが低く、 k がここから離れるに従いエネルギーは高くなる。 U_z でエネルギーを得するにはモーメントを持っていることが必要で、モーメントの大きい順に $|0|^*$ 、 $|2/3|^*$ 、 $|4/5|^*$ or $|2/5|^*$ 、……と続く。各々の状態のエネルギーは次の通りである。

$$U_I = -2J \times (1/5) \frac{\sin(\pi/10)}{1 - \cos(\pi/5)} - \frac{1}{5} g\mu_B HS \quad (7)$$

$$U_{II} = -2J \times (1/3) \times 1 + V \times (2/3 - 4/5)^2 - \frac{1}{3} g\mu_B HS \quad (8)$$

$$U_{III} = -2J \times 1 \times (1/2) + V \times (0 - 4/5)^2 - g\mu_B HS \quad (9)$$

ここで飽和モーメントが $1.5\mu_B/\text{U atom}$ より $gS = 1.5$ とし、また $U_I = U_{II}$ となる磁場が H_{c1} 、 $U_{II} = U_{III}$ となる磁場が H_{c2} であることを考え、 $U_{c1} = 27\text{kOe}$ 、 $H_{c2} = 163\text{kOe}$ を代入し、磁場の印加により $|4/5|^* \rightarrow |2/3|^* \rightarrow |0|^*$ の3相のみが順に現われる条件のもと J 、 V を一義的に決めた。その結果次の値を得た。

$$J/k_B = 0.078\text{K} \quad (10)$$

$$V/k_B = 17.6\text{K} \quad (11)$$

このときの理論磁化過程を、Fig.14の一点破線で示したが、実験結果とよく一致する。こ

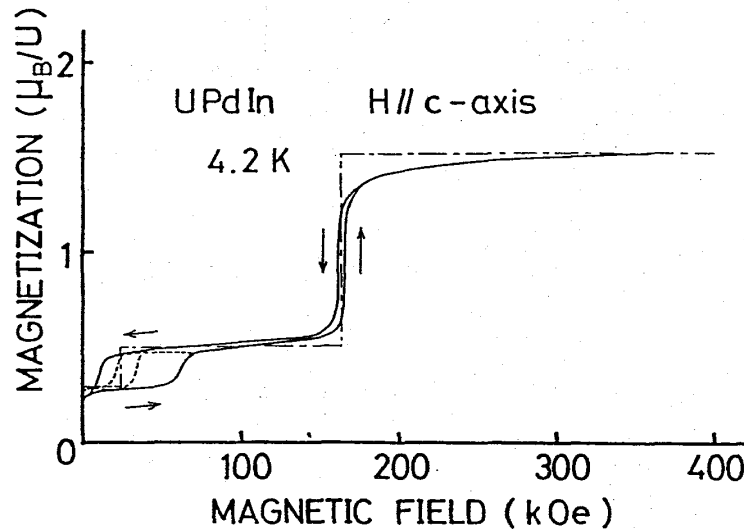


Fig.14. UPdIn の H//c 軸における磁化過程(4.2K)と不整合分子場モデルによる理論磁化過程 (絶対零度)

のときの磁場と各状態のエネルギーレベルの変化をFig.15に示す。零磁場においては似たエネルギー状態がいくつかあるが、 $|4/5|^*$ が基底状態にある。これが磁場の印加に伴い、 k が $4/5$ に近く、かつゼーマンエネルギーの得が $|4/5|^*$ よりも大きく得られる $|2/3|^*$ のエネルギーが下がり、 H_{c1} で交代する。さらに強い磁場を加えると、ゼーマンエネルギーによる得が最も大きい $|0|^*$ 相が降りてきて、 H_{c2} で交わる。ほかのいろいろな相についての計算も行ったが、この J 、 V では他の相は全磁場領域で安定とはならず、磁化は $1/5 \rightarrow 1/3 \rightarrow 1$ ととぶことが分かった。このモデルによれば、 H_{c1} 、 H_{c2} における転移は各々 k の変化によるものであるが、 H_{c2} では3つのスピンのうち1つの下向きスピンの反転だけで k の変化が行え、系の変化の機構は単純なものとなるが、 H_{c1} における転移は3

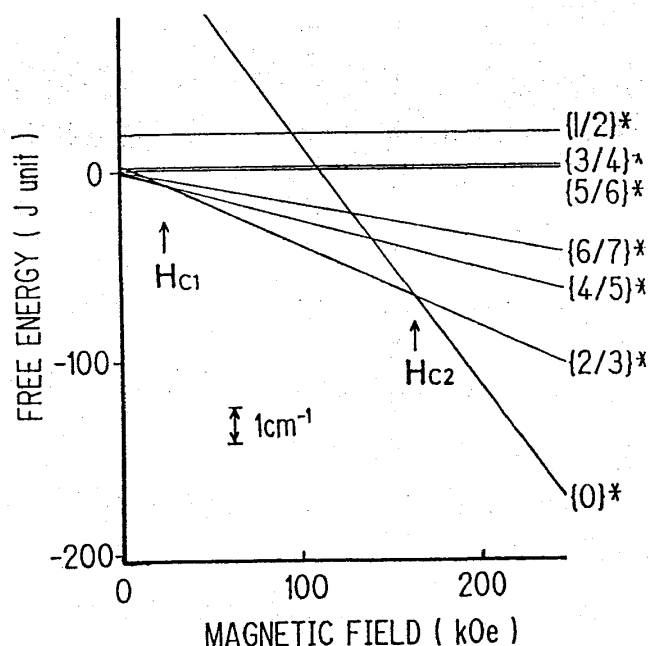


Fig.15. 各状態のエネルギーレベルの磁場による変化

つの上向きスピン，2つの下向きスピンの計5つのスピンの1周期が構成された系が2つ
の下向きスピン，1つの上向きスピンの計3つのスピンの1周期を成す構造へ転移するこ
とになり，スピン再配列の機構は複雑なものとなる。このため転移磁場に遅れが生じた
と考えると，パルス強磁場下の磁化曲線の大きなヒステリシスに説明がつく。

以上の転移のほかに，Ⅰ相からⅡ相へ相転移する前にⅠ相の2つの down スピンが $k = 4/5$ のまま分子場を振り切って磁場方向にスピントロップすることもあると考えられる。実際， PrCo_2Si_2 ではこのスピントロップもあわせて考慮に入れうまく説明されているが，それはスピンの数28個の内2個だけがスピントロップ場合だったので可能であったが，今回のように5つのスピンのうち2つものスピントロップする場合，スピン系が $|4/5|^*$ から大きく変わるので，自己共役的に局所場にも変化が現われるはずである。そのため，このモデルでは扱えない。

5. まとめと今後の問題点

UPdIn の単結晶試料において35T までの強磁場磁化を測定した。その結果， $H//a$ 軸では磁化は磁場に対し直線的に増加し，35T で $0.6\mu_B$ の磁化を示したが， $H//c$ 軸では自発磁化 $0.3\mu_B$ をもち，さらに2段のとびをもつメタ磁性を示した。一方，転移磁場は $H_{c1} = 27\text{kOe}$ ， $H_{c2} = 163\text{kOe}$ であった。また，そのモーメントの大きさは飽和磁化の $1/5 \rightarrow 1/3 \rightarrow 1$ と変化した。この磁化過程は，不整合分子場モデルでよく説明される。また，このモデルによれば， H_{c1} における大きなヒステリシスも複雑なスピン再配列機構による転

移磁場の遅れとしてよく説明される。

今後の問題としては、得られた J , V によって, T_N , θ 等の実験結果がどのように説明されるか, また高温相の sinusoidal 相がどのように記述されるかなどの理論的問題が残っている。

謝 辞

この研究を行うにあたり, また本論文を作成するにあたり数々の良きご指導を賜りました伊達宗行教授に深く感謝申し上げます。

試料及び基礎データを提供して頂きました広島大学総合科学部の藤井博信教授, 川中浩史氏に深く感謝致します。

また, 大阪大学極限物質研究センター超強磁場部門の施設使用にあたり, ご指導を頂きました山岸昭雄助教授に感謝致します。

さらに, 実験及びデータ整理, 解析にあたり, 身近に指導, 助言を頂きました杉山清寛博士に感謝致します。

最後に, 日頃より多くの助言, 助力, また議論の場を提供して下さいました伊達研究室の皆様に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) K. H. J. Buschow, D. B. de Mooij, T. T. M. Palstra, G. J. Nieuwenhuys and J. A. Mydosh: Philips J. Res. **40** (1985) 313.
- 2) V. Sechovsky, L. Havela, F. R. de Boer, J. J. M. Franse, P. A. Veenhuizen, J. Sebek, J. Stehno and A. V. Andreev: Physica **142B** (1986) 283.
- 3) T. T. M. Palstra, G. J. Nieuwenhuys, R. F. M. Vlastuin, J. van den Berg, J. A. Mydosh and K. H. J. Buschow: J. Magn. & Magn. Mater. **67** (1987) 331.
- 4) R. Troc and V. H. Tran: J. Magn. & Magn. Mater. **73** (1988) 389.
- 5) F. R. de Boer, E. Bruck, A. A. Menovsky, P. A. Veenhuizen, V. Sechovsky, L. Havela and K. H. J. Buschow: Physica B **155** (1989) 221.
- 6) H. Kawanaka: Private Communication
- 7) H. Fujii, H. Kawanaka, T. Takabatake, E. Sugiura, and M. Date: to be published
- 8) E. Brück, F. R. de Boer, V. Sechovsky and L. Havela: Europhys. Lett. **7** (1988) 177.
- 9) M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988) 3682.
- 10) K. Yonenobu: Thesis (1989) master course, Osaka Univ.